

ПЕРЕГРЕВ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ КАК ПРИЧИНА НЕЛИНЕЙНОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ InO_x

М.В.Голубков¹⁾, Г.Э.Цыдынжапов

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 мая 2000 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики аморфной пленки InO_x в условиях перехода сверхпроводник – диэлектрик, вызванного магнитным полем. Показано, что нелинейность этих характеристик в поле выше критического связана с перегревом носителей тока относительно решетки. Есть указания, что этот механизм также существен ниже точки перехода. Обнаружено, что при этом нагрев полностью маскирует прямое влияние электрического поля в окрестности перехода сверхпроводник – диэлектрик.

PACS: 71.30.+h, 73.50.Fq, 74.76.Db

Несмотря на наличие значительного экспериментального материала по проблеме перехода сверхпроводник – диэлектрик под действием магнитного поля [1–4], лишь несколько работ затрагивают влияние электрического поля на свойства системы вблизи перехода [2, 3, 5]. Интерес к изучению нелинейных вольт-амперных характеристик обусловлен возможностью определить критические индексы [2, 6], отражающие базовые свойства перехода. Однако такие исследования сталкиваются с трудностями, связанными с необходимостью избежать перегрева системы электрическим током.

Поведение системы вблизи перехода сверхпроводник – диэлектрик в магнитном поле описывается теорией однопараметрического скейлинга [6]. В ее рамках определяющим параметром является корреляционная длина ξ , расходящаяся на переходе по закону $\xi \propto \delta^{-\nu}$, где $\delta = B - B_c$ – расстояние по магнитному полю до точки перехода B_c , ν – критический индекс. Корреляционная длина связана с характерным энергетическим масштабом соотношением $\Omega \propto \xi^{-z}$, где z – динамический индекс. При ненулевой температуре T масштабы, большие $l_T \propto T^{-1/z}$, соответствующие энергиям, меньшим T , исключаются из рассмотрения. Аналогично, с электрическим полем E связана длина $l_E \propto E^{-1/(z+1)}$, соответствующая энергии $e l_E E$. Сопротивление является универсальной функцией l_T/ξ при $l_T \ll l_E$ ($E \rightarrow 0$) [8]:

$$R(T) = R_c r_1 (\delta/T^{1/z\nu}), \quad (1)$$

или l_E/ξ при $l_T \gg l_E$ ($T \rightarrow 0$):

$$E/I = R_c r_2 (\delta/E^{1/(z+1)\nu}). \quad (2)$$

Переход от (1) к (2) происходит при понижении температуры ниже $T_0 \propto E^{z/(z+1)}$.

Помимо (2), нелинейность вольт-амперных характеристик может быть вызвана нагревом электронов джоулевым теплом $\propto E^2$. Рассеиваемая электрическим полем

¹⁾ e-mail: golubkov@newmail.ru

энергия отводится к фононам. Мощность тепла Q , передаваемого фононам, является степенной функцией электронной температуры T_e , $Q \propto T_e^\theta$, показатель которой θ зависит от механизма электрон-фононного взаимодействия [9]. При этом установившаяся электронная температура определяется балансом потоков энергии $T_e \propto E^{2/\theta}$.

Сравнивая выражения для T_0 и T_e , мы видим, что наблюдение нелинейных эффектов без сильного перегрева возможно лишь при условии [7]

$$z/(z+1) > 2/\theta. \quad (3)$$

Нами было предпринято исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) в окрестности перехода сверхпроводник – диэлектрик, индуцированного магнитным полем, в аморфной пленке InO_x . (Свойства перехода в этой пленке подробно обсуждаются в работе [4].) Исследования были выполнены для четырех состояний с различными концентрациями носителей, которые варьировались путем изменения содержания кислорода в процессе низкотемпературного ($\lesssim 100^\circ\text{C}$) отжига в вакууме.

Изучавшаяся пленка InO_x , напыленная на стеклянную подложку, имела прямоугольную форму. Расстояние между потенциальными контактами совпадало с шириной пленки и составляло 6 мм, толщина пленки – 200 Å. Измерения сопротивления в зависимости от магнитного поля при постоянной температуре производились по стандартной четырехконтактной схеме с использованием фазочувствительного усилителя (lock-in) на частоте 23 Гц. ВАХ (зависимости производной dU/dI от величины постоянного тока I) снимались по модуляционной методике при фиксированной температуре и поле. Амплитуда модуляции тока составляла 10 нА. Большая часть измерений ВАХ была произведена при температуре 32 мК.

В разных состояниях мы использовали различную ориентацию магнитного поля относительно поверхности пленки. В одном случае оно было перпендикулярно плоскости, в трех – параллельно (перпендикулярно току). Оказалось, что характер ВАХ и их эволюция с магнитным полем не зависят от направления поля, так же как и общая картина перехода сверхпроводник – диэлектрик [10]. В этой работе мы приводим данные для двух состояний с примерно одинаковыми концентрациями – состояние 1 в перпендикулярном магнитном поле и состояние 2 в параллельном поле.

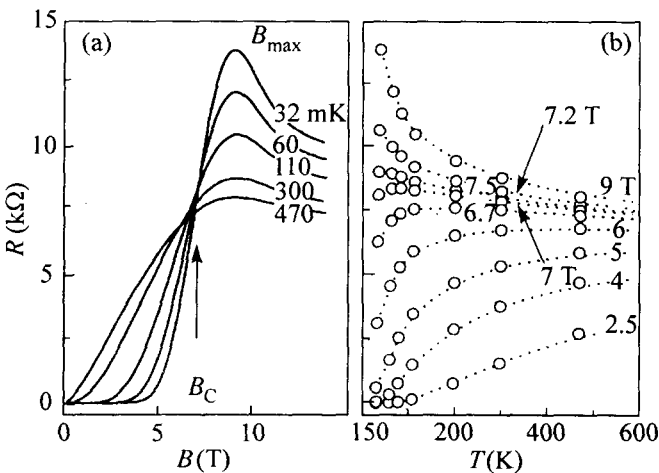


Рис.1. а) Сопротивление пленки InO_x при разных температурах как функция магнитного поля; состояние 1. б) Те же данные, изображенные как функция температуры

На рис.1а приведены изотермы сопротивления $R(B)$ для одного из состояний, демонстрирующие переход сверхпроводник – диэлектрик под действием магнитного поля, перпендикулярного поверхности пленки. Критическое поле перехода B_c , разделяющее диэлектрическую и сверхпроводящую области, указано стрелкой. Также отмечено поле B_{max} , соответствующее максимуму низкотемпературных кривых $R(B)$. На рис.1b те же самые данные построены как функция температуры, демонстрирующая классический “веер” перехода сверхпроводник – диэлектрик.

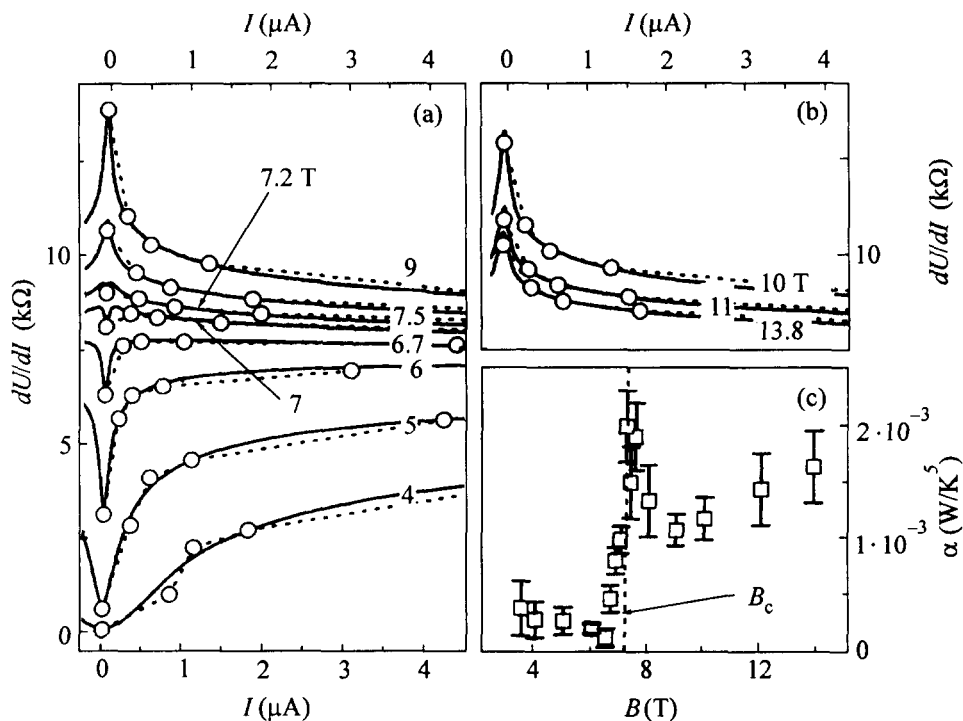


Рис.2. а) Сравнение измеренных (сплошные линии) и рассчитанных (точки) величин dU/dI для $B < B_{max}$, состояние 1, $T=32$ мК; б) то же для $B \geq B_{max}$; в) величина подгоночного параметра α

На рис.2а и б сплошными линиями представлен набор зависимостей dU/dI при температуре 32 мК и разных магнитных полях для этого состояния (на рис.2а приведены поля ниже B_{max} , на 2б – выше). Вид кривых характерен для всех изученных состояний. В слабых магнитных полях ВАХ имеет “джозефсоновский” вид с положительной производной. Вблизи B_c поведение ВАХ в области больших токов качественно меняется, производная становится отрицательной, кривые приобретают “туннельный” характер. При росте поля до B_{max} амплитуда пика растет, а при дальнейшем его увеличении (см. рис.2б) – падает.

Особенность при $I = 0$ вблизи B_c (маленький острый минимум на кривой 7 Тл, рис.2а) не воспроизводится от состояния к состоянию – меняется ее величина и знак (то есть вместо минимума может быть максимум). Узкий максимум в окрестности нуля ВАХ наблюдался на гранулированных пленках In/InO_x [5], где он был отнесен на счет кулоновской блокады. Существование особенности в виде минимума исключает возможность аналогичного объяснения в нашем случае, и ее происхождение остается

неясным. Возможно, причиной является макроскопическая неоднородность пленки по B_c на небольшой части ее площади.

Кривые $R(T)$, приведенные на рис.1б, и $dU/dI(I)$ на рис.2 в определенном смысле схожи – диапазоны изменения сопротивления для кривых в одинаковом магнитном поле близки, знаки производной совпадают и даже одновременно проявляется немонотонность (кривые в 7 и 7.2 Тл). Оказывается, если сделать преобразование $T \propto I^{0.4}$, они неплохо накладываются друг на друга. Подобная степенная связь может быть следствием соотношений (1), (2) с показателем степени $z/(z+1)$. Однако он будет всегда больше 0.5, поскольку $z \geq 1$ [7]. Зато величина 0.4 вполне может соответствовать перегреву с $\theta = 5$.

$\theta = 5$ наблюдается в металлах и полупроводниках в условиях преобладания деформационного взаимодействия электронов с акустическими фононами в низкотемпературном пределе. С учетом конечной температуры решетки поток тепла от электронов к фононам в единице объема образца [9]

$$Q = \alpha(T_e^5 - T_{ph}^5), \quad T_e \ll (8ms^2\varepsilon_F)^{1/2}, \quad (4)$$

где T_{ph} – температура фононов (решетки), α – коэффициент пропорциональности, s – скорость звука, m – масса электрона, ε_F – энергия Ферми. Закон (4) применим в высоких полях (в отсутствие сверхпроводимости), так как у нас $\varepsilon_F \approx 600$ К, $s \sim 3 \cdot 10^3$ м/с, а $T_e \lesssim 1$ К.

Если нелинейное поведение ВАХ объясняется только разогревом электронной системы, то зависимость напряжения U от тока I и температуры ванны T имеет вид

$$U(I, T) = I \cdot R(T_e), \quad (5)$$

где температура электронов T_e зависит от тока и внешней температуры и определяется балансом между джоулевым теплом $I^2 R(T_e)$, выделяемым в образце, и потоком энергии Q от электронов к фононам. Температуру решетки T_{ph} мы считаем совпадающей с температурой гелиевой ванны T , ввиду того, что образец непосредственно погружен в жидкость, а тепловое сопротивление на границе в этих условиях ($T \geq 32$ мК) пренебрежимо мало. Отсюда следует связь между током и электронной температурой:

$$I = \alpha^{1/2} \left(\frac{T_e^5 - T^5}{R(T_e)} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

При разогреве электронной системы полная производная dU/dI , измеряемая нами, включает в себя, кроме дифференциального сопротивления $\partial U/\partial I$, дополнительное слагаемое $(\partial U/\partial T) \cdot (\partial T/\partial I)$, связанное с нагревом системы модуляционным током. С учетом (5)

$$\frac{dU}{dI} = R(T_e) + I \frac{dR(T_e)}{dT} \frac{\partial T_e}{\partial I}. \quad (7)$$

Используя функции $R(T)$, измеренные экспериментально (рис.1б), и $T_e(I)$, заданные неявно уравнением (6), из (7) можно получить зависимости $dU/dI(I)$ в виде $f_{B,T}(\alpha^{-1/2}I)$, включающем единственный подгоночный параметр α . Рассчитанные значения $dU/dI(I)$ показаны на рис.2а,б точками, а полученные в результате подгонки α – на рис.2с. Согласие расчета и эксперимента очень хорошее в высоких полях, вплоть до B_c . В дальнейшем согласие заметно ухудшается при уменьшении поля, что отражается в том числе в увеличении погрешности определения α .

При уменьшении поля ниже B_c величина α падает практически до нуля, что означает крайнюю неэффективность передачи тепла решетке и выход за границы применимости модели (4).

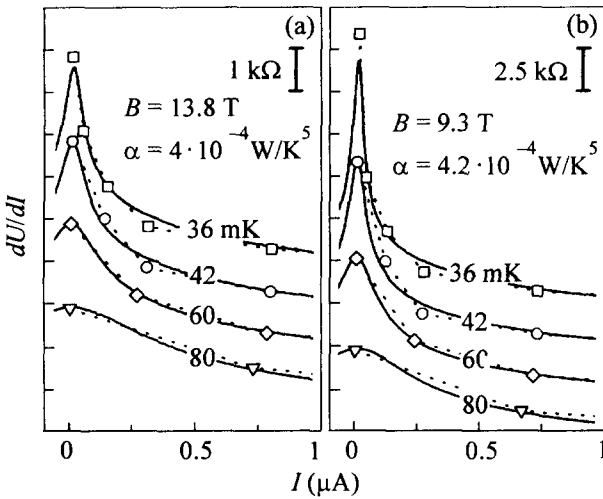


Рис.3. Сравнение измеренных (сплошные линии) и рассчитанных (точки) величин dU/dI для разных T , состояние 2. а) $B = 13.8$ Тл, $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ Вт/К⁵. Кривые разнесены по вертикали на 1 кОм. б) $B = B_{\max} = 9.3$ Тл, $\alpha = 4.2 \cdot 10^{-4}$ Вт/К⁵. Кривые разнесены по вертикали на 2.5 кОм

Дополнительное подтверждение роли перегрева дают измерения dU/dI при разных температурах гелиевой ванны, выполненные для состояния 2. Как показано на рис.3, после определения α по самой низкотемпературной кривой, подстановка в (6) новых значений T дает хорошее согласие с экспериментальными данными — все кривые при $T > 32$ мК описываются без единого подгоночного параметра.

При самых высоких магнитных полях, выше B_{\max} , применимость (4) не вызывает сомнений. Поэтому согласие расчета с экспериментом создает целостную картину, в которой нелинейность ВАХ вызвана одним лишь перегревом электронной системы.

При более низких значениях поля (от B_{\max} и до B_c) состояние электронной системы неясно, поэтому теоретическое обоснование выражения (4) не может быть надежным. Однако, опираясь на прекрасное согласие расчета с экспериментом, можно полагать, что основную роль в транспорте и передаче тепла фононам играют нормальные электроны, плотность состояний которых вблизи поверхности Ферми конечна [11].

Таким образом, перегрев является основной причиной нелинейности ВАХ и в окрестности перехода. Так как наблюдаемое значение θ равно 5, то, согласно (3), мы не можем наблюдать непосредственное влияние электрического поля на переход сверхпроводник – диэлектрик, описываемое (2). Действительно, наши попытки построить скейлинг ВАХ согласно этой формуле не увенчались успехом.

В полях ниже B_c , когда сопротивление пленки падает ниже своей величины в нормальном состоянии, пренебречь ролью сверхпроводящих пар в транспорте становится невозможным. Поэтому не удивительно, что согласие между расчетом, основанным на (4), и экспериментальными кривыми постепенно исчезает. Однако мы полагаем, что и в этой области поведение электронной системы при приложении электрического поля определяется ее перегревом. По крайней мере, мы не располагаем данными, противоречащими этой гипотезе.

Итак, наше исследование показало, что в аморфных пленках InO_x при низкой температуре воздействие электрического поля сводится к перегреву электронной системы относительно фононов. Мы обнаружили, что передача тепла от электронов фононам пропорциональна пятой степени температуры, что соответствует деформационному взаимодействию электронов с акустическими фононами.

Этот вывод означает, в частности, что на этом объекте не может быть обнаружено непосредственного влияния электрического поля на переход сверхпроводник – диэлектрик в магнитном поле.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру, В.Т.Долгополову, С.И.Дорожнину и М.С.Скворцову за ценные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-16117), Российского фонда фундаментальных исследований-PICS (грант # 98-02-22037) и программы “Статфизика” Министерства науки РФ.

-
1. A.F.Hebard and M.A.Paalanen, Phys. Rev. Lett. **65**, 927 (1990); S.Okuma, T.Terashima, and N.Kokubo, Solid State Comm. **106**, 529 (1998).
 2. A.Yadzani and A.Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **74**, 3037 (1995).
 3. N.Marković, C.Christiansen, A.M.Mack et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 4320 (1999).
 4. V.F.Gantmakher, M.V.Golubkov, V.T.Dolgoplov et al., Письма в ЖЭТФ **71**, 231 (2000).
 5. J.J.Kim, J.Kim, and H.-L.Lee, Phys. Rev. **B46**, 11709 (1992).
 6. M.P.A.Fisher, Phys. Rev. Lett. **65**, 923 (1990).
 7. S.L.Sondhi, S.M.Girvin, J.P.Carini, and D.Shahar, Rev. Mod. Phys. **69**, 315 (1997).
 8. M.P.A.Fisher, G.Grinstein, and S.M.Girvin, Phys. Rev. Lett. **64**, 587 (1990).
 9. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, “Наука”, Москва, 1984 г.
 10. V.F.Gantmakher, M.V.Golubkov, V.T.Dolgoplov et al., Ann.Phys. (Leipzig) **8**, SI-73 (1999).
 11. V.F.Gantmakher, M.V.Golubkov, V.T.Dolgoplov et al., Письма в ЖЭТФ **68**, 345 (1999).